Die Polarisation des Elektronenstoßleuchtens bei Edelgasen

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
einer Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
KARL STEINER
aus Stuttgart

1928

Von der Fakultät angenommen am 20. Dezember 1928.

Referent: Professor Dr. W. Gerlach

Dekan: Professor Dr. W. Gerlach

Die Polarisation des Elektronenstoßleuchtens bei Edelgasen*.

Von **Karl Steiner** in Tübingen.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 12. Oktober 1928.)

Die Polarisation des Elektronenstoßleuchtens bei Neon und Helium wird experimentell untersucht. Bei Neon werden eindeutige Ergebnisse erhalten, deren Erklärungsmöglichkeit an einem Beispiel erläutert wird.

Im folgenden soll ein Beitrag zu der Frage der Polarisation des Elektronenstoßleuchtens geliefert werden. Untersucht wurden die Linien des Neon. Bisher lagen von anderen Beobachtern nur Messungen an Quecksilber vor. Um einen Vergleich mit diesen zu ermöglichen, wurden auch einige Linien des Quecksilberspektrums vom Verfasser untersucht. Ferner wurde der sichtbare Teil des Par- und Orthoheliumspektrums auf seinen Polarisationszustand bei Elektronenstoßanregung und der Einfluß von Wasserstoff und Helium als Zusatzgas zu Neon untersucht.

§ 1. Versuchsanordnung. Zur Erzeugung des Elektronenstrahls diente eine Röhre von der in Fig. 1 skizzierten Form. Die Kathode K

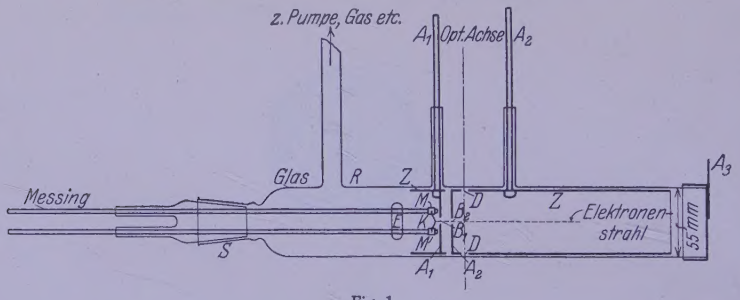
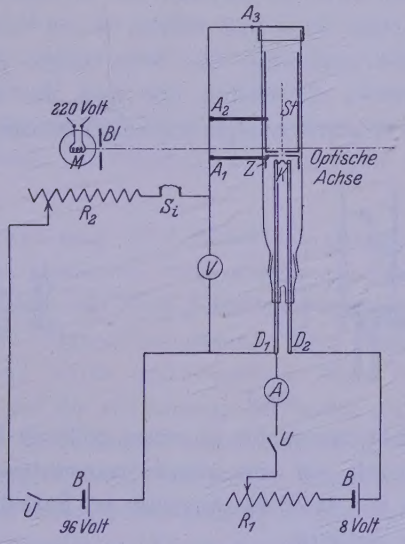


Fig. 1.

war als Oxydkathode ausgebildet und bestand aus einem 1 mm breiten, etwa 12 mm langen Platinblech von 15 μ Dicke, das in zwei 4 mm dicke Messingbacken M eingeklemmt war. Die große Wärmeableitung durch diese war insofern von Vorteil, als nur die Mitte des Streifens zum Glühen kam. Durch einen Oxydfleck an dieser Stelle erhielt man hier eine starke Elektronenemission. Der Oxydfleck wurde durch Verbrennen der feinpulverisierten Salze von Calcium-, Strontium- und Bariumnitrat auf dem elektrisch geglühten Platinstreifen in der Luft hergestellt. Der Kathode K gegenüber befand sich in einem Abstand von 2 bis 3 mm

* Tübinger Dissertation.

die Anode A_1 und im Abstand 7 mm von A_1 eine zweite Anode A_2, die je mit einem zentrischen Loch B_1 bzw. B_2 von 3 mm Durchmesser versehen waren. Die Anode A_2 sollte erstens als Blende zur schärferen Begrenzung des Elektronenstrahls wirken und zweitens die Möglichkeit geben, eine Gegenspannung zu der zwischen K und A_1 liegenden beschleunigenden Spannung anzulegen. Diese Gegenspannung erwies sich bei der angewandten Spannung von 30 bis 220 Volt als wirkungslos, da der Strahl im Beobachtungsraum hinter A_2 nach Durchlaufen des verzögernden Feldes dasselbe Aussehen und dieselbe Intensität hatte, wie wenn die resultierende Spannung direkt an A_1 angelegt und A_2 mit A_1



A Amperemeter,
V Voltmeter,
B Akkumulatorenbatterie,
R_1 u. R_2 Vorschaltwiderstände
U Stromschlüssel,
Si Sicherung,
K Oxydkathode,
A_1 Anode, mit A_2 und A_3 leitend verbunden,
St Elektronenstrahl,
M Milchglaslampe,
Bl Blende ‖ zum Elektronenstrahl.

Fig. 2.

auf demselben Potential gehalten wurden. Um im Beobachtungsraum hinter A_2 konstantes Potential zu haben, war A_2 mit einer das Rohr abschließenden Metallkappe A_3 und mit einem Metallzylinder Z elektrisch verbunden, der nur zwei diametral gegenüberliegende kleine Diaphragmen D zur Beobachtung des Stoßleuchtens besaß. Beobachtet wurde etwa 5 mm hinter der Blende A_2.

Die elektrische Anordnung ist durch Fig. 2 dargestellt. Der Heizstrom betrug ungefähr 5 Amp. Die beschleunigende Spannung zwischen K und A_1 wurde der Hausbatterie entnommen, der Spannungsabfall konnte durch Vorschaltwiderstand verändert werden und betrug etwa 60 Volt bei Neon, 50 Volt bei Helium. Bei einem Drucke von wenigen

tausendstel Millimeter Hg bildete sich unter diesen Bedingungen in der Achse der horizontal gerichteten Röhre ein scharfer, lichtstarker Strahl aus. Der Vorschaltwiderstand verhinderte die Entstehung einer Bogenentladung, so daß die Röhre ohne Aufsicht tagelang betrieben werden konnte. Zum Evakuieren diente eine kleine Gaedesche Diffusionspumpe. War die Apparatur etwa eine Stunde in Betrieb, so wurde von der Kathode und den Wänden kein Gas mehr abgegeben. Der Gasdruck in der Röhre blieb mehrere Tage, auch ohne zu kühlen, konstant. Für die Polarisationsaufnahmen wurden die Quecksilberdämpfe der Pumpe und etwaige sonstige Restgase mit flüssiger Luft ausgefroren. Ein CO_2-Äthergemisch genügte noch nicht zur vollständigen Entfernung der Restgase. Die verwendeten Gase Neon und Helium waren von Linde bezogen und nicht besonders gereinigt. Das Neon zeigte jedoch keine Verunreinigung im Spektrum, das Helium nur Neon, das zu etwa 2% darin enthalten war. Zur Wasserstoffzufuhr diente ein Palladiumröhrchen.

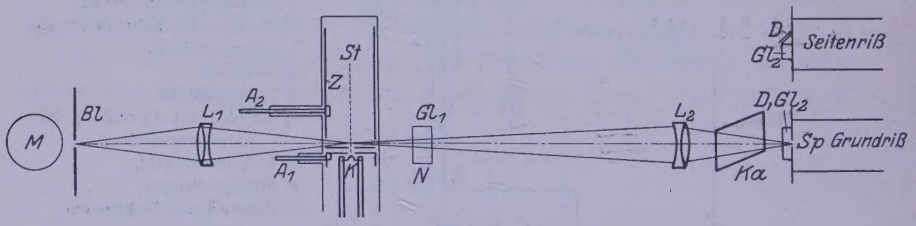


Fig. 3.

Da das Aussehen des Elektronenstrahls in einem größeren Druckbereich druckunabhängig war, wurde auf eine genaue manometrische Messung verzichtet und der Druck nur durch das Aussehen der Entladung in einem angeblasenen Geißlerrohr geschätzt.

Besondere Sorgfalt wurde auf die optische Anordnung (Fig. 3) verwendet. Die Beobachtungsrichtung war senkrecht zum Elektronenstrahl (*St*). Das zur Beobachtung gelangende Licht des Elektronenstrahls ging senkrecht durch die Röhrenwand hindurch und wurde von einem Achromaten L_2 auf den senkrecht zur Elektronenstrahlrichtung gerichteten Spalt (*Sp*) eines Hilgerschen Glasspektrographen abgebildet. Durch Zwischenschaltung eines Kalkspats *Ka* wurden zwei Bilder des Elektronenstrahls auf dem Spalt untereinander entworfen, von denen das eine das parallel, das andere das senkrecht zum Elektronenstrahl schwingende Licht enthielt. Da auf diese Weise beide Bilder gleichzeitig photographiert wurden, konnte aus den Schwärzungsverhältnissen der Polarisationsgrad für jede Linie bestimmt werden. Die Messung der Schwärzungen

wurde mit einem Rosenbergschen Elektromikrophotometer* ausgeführt. Zur Eichung diente ein unter 45° gegen die Schwingungsrichtung des Kalkspats orientiertes Nicolsches Prisma N mit geraden Endflächen. Bei den Polarisationsaufnahmen ohne Nicol wurde dieses durch eine Glasplatte Gl_1 gleicher optischer Dicke ersetzt. Der Unterschied der optischen Weglängen im Kalkspat für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl wurde dadurch ausgeglichen, daß in dem einen Strahlengang vor dem Spalt eine Glasplatte Gl_2 von geeigneter Dicke angebracht war, deren Lage aus Grund- und Seitenriß in Fig. 3 hervorgeht. Das vor dem Spalt schräg angebrachte Deckgläschen D sollte die für beide Komponenten ungleichen Reflexionsverluste im Spektralapparat ausgleichen, damit das Intensitätsverhältnis der beiden spektral zerlegten Bilder bei Verwendung unpolarisierten Lichtes gleich 1 wurde. Zu Justierungszwecken war eine Milchglaslampe M und eine horizontale Blende Bl in Richtung der optischen Achse aufgestellt, letztere wurde durch L_1 an der Stelle des Elektronenstrahls und durch L_2 auf dem Spalt des Spektrographen abgebildet.

§ 2. Messung des Polarisationsgrades**. Auf derselben Platte wurden mindestens zwei Aufnahmen des Stoßleuchtens gemacht: eine Eichaufnahme mit Nicol N und eine zweite Aufnahme ohne Nicol für die eigentliche Polarisationsmessung. Die verschiedene Lichtstärke mit und ohne Nicol wurde durch passende Wahl der Belichtungszeiten so ausgeglichen, daß die Schwärzung der beiden Aufnahmen nahezu dieselbe war. Bei der Eichaufnahme erhielt man infolge der optischen Anordnung ein Schwärzungsverhältnis der beiden Komponenten, das nahe gleich 1 war. Bei der Polarisationsaufnahme konnte das Schwärzungsverhältnis gleich dem Intensitätsverhältnis gesetzt werden, weil für den engen in Betracht kommenden Schwärzungsbereich die photographische Schwärzungskurve als geradlinig anzusehen war. Division des Schwärzungsverhältnisses bei der Polarisationsaufnahme durch das der Eichaufnahme lieferte das wahre Intensitätsverhältnis der beiden Komponenten. Die Mittelwerte aus mehreren solchen Doppelaufnahmen, deren Dauer 40 bis 60 Stunden betrug, sind in Tabelle 1 und 2 zusammengestellt. Tabelle 1

---

* H. Rosenberg, ZS. f. Instrkde. **45**, 313, 1925.

** Unter dem Polarisationsgrad Π versteht man $\Pi = \frac{J_{\parallel} - J_{\perp}}{J_{\parallel} + J_{\perp}} \cdot 100\%$. Wenn von einer Polarisationsrichtung gesprochen wird, so ist hier immer die Schwingungsrichtung des elektrischen Lichtvektors verstanden. Als Bezugsrichtung dient, wenn nicht anders vermerkt, die Richtung des Elektronenstrahls.

Tabelle 1. (Neon.)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
	Serienkombination		Reines Neon			Überwieg. Polarisationsrichtung relativ zum Elektronenstrahl	Ne + He	Ne + H_2
λ	nach Paschen	nach Hund	a	$\frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}} \cdot 100$	$\pm \Delta$		$\frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}} \cdot 100$	$\frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}} \cdot 100$
5852	$1{,}5\, s_2 - 2p_1$	$2^1P_1 - 3^3P_0$	16	102	2	0	99	101
6074	$1{,}5\, s_4 - 2p_3$	$2^3P_1 - 3^1S_0$	13	101	3	0	111	101
6532	$1{,}5\, s_3 - 2p_7$	$2^3P_0 - 3^1P_1$	1	61	—	$\perp$	—	75
6266	$2p_5$	3^3D_1	4	64	3	$\perp$	88	(86)
6163	$2p_2$	3^3P_1	1	66	—	$\perp$	—	76
6717	$1{,}5\, s_2 - 2p_5$	$2^1P_1 - 3^3D_1$	2	112	5	$\parallel$	—	102
6598	$2p_2$	3^3P_1	5	116	5	$\parallel$	110	100
6382	$1{,}5\, s_4 - 2p_7$	$2^3P_1 - 3^1P_1$	8	126	9	$\parallel$	110	104
6029	$2p_2$	3^3P_1	1	130	—	$\parallel$	—	(112)
7032	$1{,}5\, s_5 - 2p_{10}$	$2^3P_2 - 3^3S_1$	2	88	2	$\perp$	—	88
6217	$2p_7$	3^1P_1	2	92	3	$\perp$	86	(81)
5881	$2p_2$	3^3P_1	6	88	6	$\perp$	—	91
6929	$1{,}5\, s_2 - 2p_6$	$2^1P_1 - 3^3P_2$	3	116	5	$\parallel$	—	113
6678	$2p_4$	3^3D_2	9	142	8	$\parallel$	140	141
6506	$1{,}5\, s_4 - 2p_8$	$2^3P_1 - 3^1D_2$	10	130	5	$\parallel$	130	(120)
6304	$2p_6$	3^3P_2	1	139	—	$\parallel$	—	—
6096	$2p_4$	3^3D_2	13	131	5	$\parallel$	123	130
6334	$1{,}5\, s_5 - 2p_8$	$2^3P_2 - 3^1D_2$	8	78	4	$\perp$	92	90
6143	$2p_6$	3^3P_2	13	76	2	$\perp$	90	86
5944	$2p_4$	3^3D_2	12	76	3	$\perp$	91	82
6402	$1{,}5\, s_5 - 2p_9$	$2^3P_2 - 3^3D_3$	10	126	5	$\parallel$	109	115

enthält in Spalte 1 die Wellenlänge λ in Å.-E., in Spalte 2 die Serienkombination nach Paschen*, in Spalte 3 nach Hund** in der Russell, und Saunderschen Bezeichnung, in Spalte 4 die Anzahl a der Messungen aus denen der Mittelwert gewonnen wurde, in Spalte 5 den Mittelwert des Intensitätsverhältnisses $\frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}} \cdot 100$ der parallel zum Strahl schwingenden Komponente $J_{\parallel}$ zu der senkrecht zum Strahl schwingenden $J_{\perp}$ für reines Neon, in Spalte 6 den wahrscheinlichen Fehler Δ, aus der Streuung der Einzelwerte berechnet, in Spalte 7 die überwiegende Polarisationsrichtung bezogen auf die Elektronenstrahlrichtung, in Spalte 8 das Intensitätsverhältnis $\frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}} \cdot 100$ für Neon mit Heliumzusatz und in Spalte 9 dasselbe

* F. Paschen, Ann. d. Phys. **60**, 405, 1919.

** F. Hund, Linienspektren u. period. System der Elemente, Berlin 1927, S. 144.

für Neon mit Wasserstoffzusatz. Die Zeilen sind, wie aus Spalte 3 zu ersehen, in Gruppen nach steigender Gesamtdrehimpulsquantenzahl j_a des Ausgangszustands und in Untergruppen nach steigendem j_e des Endzustands geordnet (siehe auch Tabelle 3). Tabelle 2 enthält die Polarisationswerte für die sichtbaren Linien des Par- und Orthoheliumspektrums. Die Einteilung der Tabelle 2 ist ähnlich derjenigen von Tabelle 1.

Tabelle 2. (Helium.)

λ in Å.-E.	Serienkombination	Parhelium		
		$\frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}} \cdot 100$	Überwiegende Polarisationsrichtung	Polarisationsgrad Π %
5047	$2\,^1P_1 - 4\,^1S_0$	90	$\perp$	5
4437	$5\,^1S_0$	85	$\perp$	8
4169	$6\,^1S_0$	81	$\perp$	10
5015	$2\,^1S_0 - 3\,^1P_1$	100	0	0
3964	$4\,^1P_1$	95	$\perp$	3
6678	$2\,^1P_1 - 3\,^1D_2$	113	$\parallel$	6
4922	$4\,^1D_2$	111	$\parallel$	5
4388	$5\,^1D_2$	110	$\parallel$	5
4143	$6\,^1D_2$	(104)	$\parallel$	2
		Orthohelium		
7065	$2\,^3P - 3\,^3S_1$	(77)	$\perp$	13
4713	$4\,^3S_1$	87	$\perp$	7
4120	$5\,^3S_1$	(85)	$\perp$	8
3888	$2\,^3S_1 - 3\,^3P$	(98)	0	0
5875	$2\,^3P - 3\,^3D$	96	$\perp$	2
4471	$4\,^3D$	93	$\perp$	4
4026	$5\,^3D$	(93)	$\perp$	4

§ 3. Fehlerquellen. Diese lassen sich in drei Gruppen teilen:

a) Photographische. Das Rosenbergsche Elektromikrophotometer gestattet die Schwärzungsverhältnisse mit praktisch beliebiger Genauigkeit zu messen, so daß die Schwärzungsmessung selbst fehlerfrei ist. Nicht in demselben Maße fehlerfrei ist die Intensitätsmessung, weil die photographische Platte durch die Korngröße, die Ungleichmäßigkeit der Emulsion, und, da im gelben und roten Spektralbereich gearbeitet wurde, durch die ungleichmäßige Sensibilisierung der Schicht eine Reihe von Fehlerquellen enthält.

Gegenüber diesen Fehlern konnte die etwaige Abweichung des Intensitätsverhältnisses vom Schwärzungsverhältnis vernachlässigt werden.

Besonders gute Ergebnisse wurden mit der Ilford Monarch-Platte erzielt.

Eine gut brauchbare Sensibilisierung ergab Pinaverdol für das Gebiet unterhalb 6150 Å.-E. Die Sensibilisierung mit Pinachromblau für größere Wellenlängen konnte nicht so gleichmäßig erreicht werden, obwohl mit bloßem Auge keine Flocken oder Schlieren zu beobachten waren. In diesem Spektralbereich erwiesen sich die ebenfalls von Ilford hergestellten Panchromatic Plates Special Rapid und Rapid Process als besser, die dieselbe Farb- und Lichtempfindlichkeit besitzen wie die mit Pinachromblau selbstsensibilisierten Monarch-Platten. Die große Streuung der Einzelwerte, Tabelle 1, Spalte 6, ist in erster Linie auf die Sensibilisierung zurückzuführen, was auch daraus hervorgeht, daß die Verwendung nicht ganz frisch angesetzter Sensibilisatoren noch viel größere Schwankungen lieferte.

b) Druck- und Spannungsschwankungen. Häufige Stichproben ergaben, daß der Druck (infolge Selbstevakuierung und dadurch erforderte Gasnachfüllung) innerhalb der Grenzen 10^{-4} und 10^{-2} mm Hg, die Anodenspannung in den Grenzen 60 bis 64 Volt blieb. Druckschwankungen solcher Größe dürften, wie die Versuche an Hg zeigen, für das Ergebnis belanglos sein. Gleiches gilt für die angegebenen Spannungsschwankungen, da die mittlere Spannung von 60 Volt so hoch über der Ionisierungsspannung liegt, daß eine kleine Änderung keinen Einfluß hat.

c) Optische Fehler. Die größte systematische Fehlerquelle sind Polarisationseffekte durch Reflexion an den Wänden der Apparatur. Sie waren dadurch vermieden, daß der Strahl senkrecht durch die Röhrenwand hindurchtrat und der Metallschutzzylinder Z an der betreffenden Stelle mit Mattlack geschwärzt war. Alle Polarisationswirkungen auf dem Wege zwischen Nicol und Spektralapparat und in diesem selbst, wurden durch die Eichaufnahme eliminiert. Die Genauigkeit der Methode ist mithin fast ausschließlich durch ungleiche Sensibilisierung der photographischen Platte begrenzt. Der wahrscheinliche Fehler des Resultats dürfte durchschnittlich 5 % betragen, wie sich aus Spalte 6, Tabelle 1 ergibt.

§ 4. Diskussion der Versuche. Die Messungen an reinem Neon zeigen ein eindeutiges Ergebnis. Der Vergleich von Spalte 3 und 7 der Tabelle 1 liefert folgendes:

Befindet sich das Atom in einem Ausgangszustand mit der Gesamtdrehimpulsquantenzahl $j_a = 0$, so wird keine Polarisation beobachtet.

Ist $j_a = 1$, so ist die ausgesandte Linie teilweise senkrecht zum Elektronenstrahl polarisiert, wenn sich j bei der Emission um eine Einheit ändert ($\Delta j = \pm 1$), die Linie ist dagegen überwiegend parallel zum Strahl polarisiert, wenn j beim Sprunge konstant bleibt ($\Delta j = 0$).

Ist im Ausgangszustand $j_a = 2$ oder 3, so tritt das Gegenteil hiervon ein: Für $\Delta j = \pm 1$ erhält man stets überwiegend parallel polarisiertes Licht, für $\Delta j = 0$ stets überwiegend senkrecht polarisiertes Licht.

Es fällt auf, daß alle überwiegend senkrecht zum Strahl polarisierten Linien mit metastabilen Endtermen* kombinieren, was die Vermutung einer gesetzmäßigen Beziehung zwischen Metastabilität des Endterms und Polarisationsüberschuß nahelegen könnte, deren Ursache in Selbstabsorption zu suchen wäre. Dem widerspricht aber der Befund bei der Linie $\lambda = 6402$ Å.-E., welche eine Kombination des metastabilen Terms $1{,}5\, s_5$ ist, aber dennoch parallelen Polarisationsüberschuß zeigt. Dies schließt die Annahme einer solchen Beziehung aus.

Der Zusatz eines Fremdgases zu Neon wirkt, wie Tabelle 1, Spalte 8 und 9 zeigt, für einen Teil der Linien depolarisierend: nicht beeinflußt werden die Linien, deren Emission mit einem Übergang $j_a = 2$ nach $j_e = 1$ oder $j_a = 1$ nach $j_e = 2$ verbunden ist. Die eingeklammerten Werte sind unsicher.

Um die Messungen an Neon, und diejenigen anderer Beobachter**, ***, ****, † an Quecksilber vergleichen zu können, sind in Tabelle 3 auch die bisherigen Messungen an Quecksilber zusammengestellt. Spalte 12 enthält Messungen des Verfassers an Quecksilber bei 60 Volt, die zum Vergleich mit den bisher vorliegenden angestellt wurden. Es ergab sich quantitative Übereinstimmung mit den Skinnerschen Werten bei 60 Volt††.

§ 5. Theoretische Diskussion. Skinner*** hat versucht, die Polarisation des Elektronenstoßleuchtens zu erklären auf Grund von Beobachtungen an Quecksilber. Er nimmt mit Ellett, Foote und Mohler** an, daß ein Elektron, dessen Voltgeschwindigkeit nur wenig größer ist als die Anregungsspannung für die betreffende Linie, beim Stoß dem Atom einen Drehimpuls erteilt, dessen Vektor j_a in der senk-

---

* Die Terme $1{,}5\, s_3$ und $1{,}5\, s_5$ des Neonspektrums sind metastabil.
** A. Ellett, P. Foote und F. Mohler, Phys. Rev. (2) **27**, 31, 1926.
*** H. Skinner, Nature **117**, 418, 1926; Proc. Roy. Soc. (A) **112**, 642, 1926.
**** J. A. Eldridge und H. F. Olson, Phys. Rev. (2) **28**, 1151, 1926.
† B. Quarder, ZS. f. Phys. **41**, 674, 1927.
†† H. Skinner und E. Appleyard, Proc. Roy. Soc. (A) **117**, 224, 1928.

Tabelle 3.

1	2	3	4		5	6	7	8	9	10	11	12	13
Annahmen m_a	j_a	Δj	Kombination n. Hund		Neon λ	reines Neon Π % beob.	Π berechnet		Π beobachtet an Hg				Hg λ
							n. Verfasser	n. Skinner	Skinner	Quarder	Eldridge u. Olson	Verfasser	
0/0	0	+1	$^1P_1$	$^1S_0$	—	—	0	0	0	10 ∥	—	0	4916
		+1		$^3P_0$	5852	1 ∥	0	0					
		+1	$^3P_1$	$^1S_0$	6074	0,5 ∥	0	0	0	10 ∥	W**	—	4077
0	1	−1	$^1S_0$	$^3P_1$	—	—	100 ⊥	100 ∥	30 ⊥	⊥	(30 ⊥*)	—	2537
		−1	$^3P_0$	$^3S_1$	—	—	100 ⊥	100 ∥	8 ∥	33 ∥	W	—	4046
		−1		$^1P_1$	6532	24 ⊥	100 ⊥	100 ∥					
		−1		$^3D_1$	6266	22 ⊥	100 ⊥	100 ∥	25 ∥	33 ∥	⊥W	—	2967
		−1		$^3P_1$	6163	20 ⊥	100 ⊥	100 ∥					
		0	$^1P_1$	$^3D_1$	6717	6 ∥	33 ∥	100 ⊥					
		0		$^3P_1$	6598	7 ∥	33 ∥	100 ⊥					
		0	$^3P_1$	$^3S_1$	—	—	33 ∥	100 ⊥	12 ⊥	15 ∥	∥	⊥	4358
		0		$^1P_1$	6382	12 ∥	33 ∥	100 ⊥					
		0		$^3D_1$	—	—	33 ∥	100 ⊥	17 ⊥	—	W	—	2653
		0		$^3P_1$	6029	13 ∥	33 ∥	100 ⊥					
		+1	$^3P_2$	$^3S_1$	7032	6 ⊥	8 ⊥	14 ∥	0	7 ∥	—	0	5460
		+1		$^1P_1$	6217	4 ⊥	8 ⊥	14 ∥					
		+1		$^3D_1$	—	—	8 ⊥	14 ∥	—	—	W	—	3026
		+1		$^3P_1$	5881	6 ⊥	8 ⊥	14 ∥					
2	2	−1	$^1P_1$	$^1D_2$	—	—	33 ∥	60 ∥	28 ∥	40 ∥	—	∥	5790
		−1		$^3P_2$	6929	7 ∥	33 ∥	60 ∥					
		−1		$^3D_2$	6678	17 ∥	33 ∥	60 ∥	28 ∥	—	—	∥	5769
		−1	$^3P_1$	$^1D_2$	6506	13 ∥	33 ∥	60 ∥	28 ∥	40 ∥	∥	—	3131
		−1		$^3P_2$	6304	16 ∥	33 ∥	60 ∥					
		−1		$^3D_2$	6096	13 ∥	33 ∥	60 ∥	28 ∥	20 ∥	∥	—	3125
		0	$^3P_2$	$^1D_2$	6334	12 ⊥	43 ⊥	100 ⊥	41 ⊥	45 ⊥	⊥	—	3663
		0		$^3P_2$	6143	14 ⊥	43 ⊥	100 ⊥					
		0		$^3D_2$	5944	14 ⊥	43 ⊥	100 ⊥	35 ⊥	—	⊥	—	3654
2,3	3	−1	$^3P_2$	$^3D_3$	6402	12 ∥	18 ∥	50 ∥	18 ∥	15 ∥	∥	—	3650
3							33 ∥						

* Nach Messungen von Ellett, Foote und Mohler, l. c. — ** W = wenig oder nicht polarisiert.

recht zur Stoßrichtung gerichteten Ebene liegt. (Dies folgt aus einer rein mechanischen Betrachtung des Stoßvorgangs für einen exzentrischen Stoß.) Ein senkrecht zur Elektronenstrahlrichtung angelegtes äußeres Magnetfeld hat, wie beobachtet, eine teilweise Depolarisation zur Folge, die von einer Drehung der Polarisationsebene begleitet ist, wenn Feld und Beobachtungsrichtung zusammenfallen. Ein Magnetfeld parallel zum Elektronenstrahl hat keine Polarisationsänderung zur Folge.

Für einen Rotator in einem Magnetfeld parallel zum Elektronenstrahl folgt keine Depolarisation, wenn man den Gesamtdrehimpulsvektor senkrecht zum Elektronenstrahl annimmt. Für ein Magnetfeld senkrecht zum Elektronenstrahl aber folgt Depolarisation, wenn man wieder den Drehimpulsvektor senkrecht zum Elektronenstrahl annimmt. Diese Depolarisation ist von einer Drehung der Polarisationsebene begleitet, wenn die Magnetfeldrichtung mit der Beobachtungsrichtung zusammenfällt und die Dämpfung des Rotators berücksichtigt wird. Genau dies wird auch beobachtet. Es läßt sich also allein mit der Annahme, daß der Drehimpulsvektor senkrecht zum Elektronenstrahl steht, der Einfluß eines äußeren Magnetfeldes auf den Polarisationsgrad erklären.

Um die Entartung des betrachteten Systems aufzuheben, nimmt Skinner ein hypothetisches Magnetfeld parallel zum Elektronenstrahl an in Analogie zur Erklärung der Wood-Ellett-Versuche* durch Heisenberg**. Dieses Feld hat auf die Polarisation keinen Einfluß. Da j_a senkrecht auf der hypothetischen Feldrichtung steht, befindet sich das Atom nur im magnetischen Quantenzustand $m = 0$. Von diesem Niveau aus sollen bei Emission einer Spektrallinie sämtliche erlaubte Übergänge möglich sein. Dies führt unter Berücksichtigung der Intensitätsregeln der Zeemankomponenten*** qualitativ zu der Regel: Bei der Emission einer Frequenz entspricht einer Änderung $\Delta j = \pm 1$ Polarisation überwiegend parallel zum Elektronenstrahl, einer Änderung $\Delta j = 0$ Polarisation senkrecht zum Elektronenstrahl, da für $\Delta j = 0$ der Übergang $\Delta m = 0$ verboten ist. Ist das Atom im angeregten Zustand impulslos, so ist die emittierte Frequenz unpolarisiert. Quantitativ erhält man die in Tabelle 3, Spalte 8 angegebenen Werte für den Polarisationsgrad Π. Vergleicht man die so berechneten Werte mit den bei Neon beobachteten (Spalte 6), so stimmen dieselben nur teilweise qualitativ überein. Eine Ausnahme bilden alle die Linien, die von einem Zustand mit der Gesamtdrehimpulsquantenzahl $j_a = 1$ ausgehen. In diesem Falle $j_a = 1$ wurde die entgegengesetzte Polarisationsrichtung bei Neon beobachtet, wie nach Skinner zu erwarten wäre. Auch bei

* R. W. Wood und A. Ellett, Phys. Rev. (2) **24**, 243, 1924.
** W. Heisenberg, ZS. f. Phys. **31**, 617, 1925.
*** H. Hönl, Ann. d. Phys. **79**, 273, 1926.

Quecksilber bilden die Linien, die von einem Zustand $j_a = 1$ ausgehen, vielfach Ausnahmen; zudem widersprechen sich die Messungen verschiedener Beobachter für solche Linien (siehe Tabelle 3, Spalten 9 bis 12). Nach den Skinnerschen Überlegungen sollte man die stärkste Polarisation dann erwarten, wenn das Elektron nach dem Stoß die Geschwindigkeit Null hat. In seiner letzten Arbeit* findet aber Skinner bei Quecksilber, daß die Polarisation stark abnimmt, wenn man zu Elektronengeschwindigkeiten herabgeht, die nur wenig über dem Anregungspotential der betreffenden Linie liegen. Extrapoliert man auf das Anregungspotential selbst, so erhält man die Polarisation Null. Diese Erscheinung kann mit den Skinnerschen Annahmen nicht mehr erklärt werden. Auch die Erklärung der Ausnahmen für $j_a = 1$ ist nur durch Berücksichtigung des Elektronendralls möglich**.

Es wurde deshalb versucht, eine andere Erklärung für die beobachtete Polarisation zu geben, die das hypothetische Magnetfeld vermeidet und die Abnahme der Polarisation für kleine Elektronengeschwindigkeiten erklärt. Die Einstellung des Vektors j_a in die Ebene E senkrecht zum Elektronenstrahl wird beibehalten. Diese ist durch den oben beschriebenen Einfluß eines äußeren Magnetfeldes gefordert. Statt des hypothetischen Magnetfeldes parallel zum Strahl wird aber das zirkulare Magnetfeld $\mathfrak{H}_z$ betrachtet, welches das stoßende Elektron nach dem Stoße noch mit sich führt, wenn es eine Restgeschwindigkeit v behält. Die Kraftlinien dieses Feldes verlaufen in der Ebene senkrecht zur Flugrichtung, die für nicht zu große Elektronengeschwindigkeiten annähernd parallel zur Strahlrichtung ist. Die Feldstärke*** ist im atomaren Abstand von 10^{-8} cm von der Größenordnung 10 000 Gauß. Das Neonatom ist im neutralen Zustand impulslos. Wird dem Atom durch Stoß ein Drehimpuls erteilt, so kann sich der Impulsvektor nur in die Ebene E einstellen. Er kann aber in dieser Ebene relativ zu dem zirkularen Magnetfeld noch beliebig orientiert sein.

Nimmt man z. B. j_a senkrecht zu den zirkularen Feldlinien (d. i. $m_a = 0$) in der Ebene E an, so erhält man — wie unten gezeigt wird — für $\Delta j = +1$ Polarisation überwiegend senkrecht zum Elektronenstrahl,

---

* H. Skinner und E. Appleyard, l. c.

** J. R. Oppenheimer hat die Polarisation des Elektronenstoßleuchtens quantenmechanisch berechnet und die Skinnerschen Annahmen gestützt. ZS. f. Phys. **43**, 27, 1927.

*** $\mathfrak{H}_z = \frac{e \cdot v}{c \cdot r^2} \cdot \sin \alpha$.

für $\Delta j = 0$ Polarisation überwiegend parallel zum Elektronenstrahl wegen des Verbots $\Delta m = 0$. Dies wird für $j_a = 1$ beobachtet.

Stellt sich j_a parallel zu $\mathfrak{H}_z$ (d. i. $m_a = j_a$), so erhält man für $\Delta j = \pm 1$ Polarisation überwiegend parallel zum Elektronenstrahl, für $\Delta j = 0$ Polarisation überwiegend senkrecht dazu. Dies wird für $j_a = 2$ und 3 beobachtet.

Nimmt j_a alle quantenmäßig erlaubten Stellungen ein, so beobachtet man keine Polarisation.

Für $j_a = 0$ ist keine Einstellung zu erwarten.

Ist die Elektronengeschwindigkeit v nach dem Stoß klein, so tritt wegen der kleinen magnetischen Feldstärke nach Bohr unscharfe Quantelung ein. Diese äußert sich als teilweise Depolarisation und läßt für

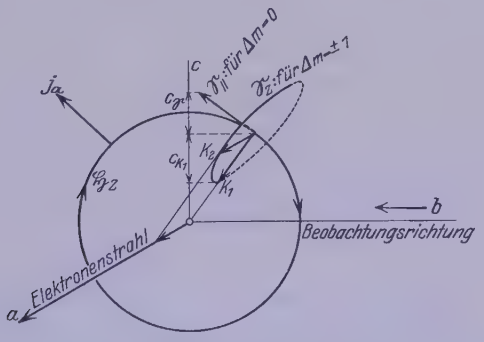


Fig. 4.

den Grenzfall $v = 0$ keine Polarisation mehr zu. Auf diese Weise könnte die von Skinner an Quecksilber beobachtete Abnahme der Polarisation für kleine Elektronengeschwindigkeiten (siehe oben) erklärt werden.

Die quantitative Berechnung von Π sei an folgendem Beispiel $\lambda = 7032$ Å.-E., $2\,^3P_2 - 3\,^3S_1$ gezeigt: Wird das neutrale Neonatom durch Elektronenstoß von 60 Voltelektronen zum $3\,^3S_1$-Zustand angeregt, so erhält das Atom den Gesamtdrehimpuls $j_a = 1$ (in Einheiten $h/2\pi$). Das stoßende Elektron hat nach dem Stoß noch etwa 40 Volt Geschwindigkeit. Es sei in Fig. 4 der Elektronenstrahl senkrecht zur Zeichenebene gerichtet. Der Vektor j_a soll nach obigem in der Ebene E senkrecht zum Elektronenstrahl, also in der Zeichenebene liegen. In dieser Ebene und parallel dazu verlaufen auch (näherungsweise) die zirkularen magnetischen Kraftlinien $\mathfrak{H}_z$ des wegfliegenden Elektrons, die durch den Kreis $\mathfrak{H}_z$ dargestellt sind. In unserem Beispiel soll sich das Atom in dieser Ebene E mit seinem Gesamtdrehimpulsvektor j_a senkrecht zu $\mathfrak{H}_z$

einstellen, die Stellung parallel bzw. antiparallel $\mathfrak{H}_z$ komme nicht vor: es ist deshalb nur der magnetische Zustand $m_a = 0$ möglich. Von dem Zustand $3\,^3S_1$, $m_a = 0$ sind für die Linie 7032 Å.-E. nur die Übergänge zu den Zuständen $2\,^3P_2$, $m_e = 0, +1, -1$ durch das Auswahlprinzip erlaubt. Der Änderung $\Delta m = 0$ entspricht nach dem Korrespondenzprinzip Licht ($\mathfrak{S}_{||}$), das parallel zu $\mathfrak{H}_z$ polarisiert ist, $\Delta m = +1$ entspricht Licht ($\mathfrak{S}_z$), das zirkular zu $\mathfrak{H}_z$ polarisiert ist. Die Schwingung $\mathfrak{S}_{||}$ liegt in Fig. 4 in der Zeichenebene E, $\mathfrak{S}_z$ umschlingt $\mathfrak{H}_z$ kreisförmig und liegt in einer senkrecht zu E gerichteten Ebene durch den Elektronenstrahl. Diese zirkulare Schwingung $\mathfrak{S}_z$ läßt sich in zwei Komponenten K_1 parallel E und K_2 senkrecht E (d. i. parallel zum Elektronenstrahl) von je der halben ursprünglichen Intensität zerlegen. Da die Kraftlinien in der Ebene E zirkular verlaufen, sind die Schwingungsrichtungen K_1 und $\mathfrak{S}_{||}$ — da zum Magnetfeld orientiert — in der

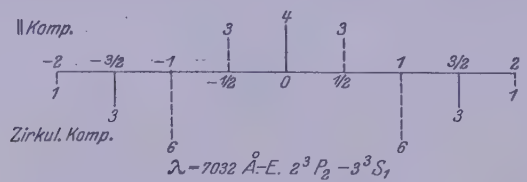


Fig. 5.

Zeichenebene gleichmäßig verteilt. Die Beobachtungsrichtung b liegt ebenfalls in der Ebene E, deshalb wird bei dieser Verteilung nicht die volle Intensität von K_1 und $\mathfrak{S}_{||}$ beobachtet, sondern nur die jeweilige Komponente c_K bzw. $c_{\mathfrak{S}}$ senkrecht zur Beobachtungsrichtung. Die Mittelung über alle Lagen in E liefert, wie leicht einzusehen ist, als resultierende Intensität die halbe Intensität von K_1 und $\mathfrak{S}_{||}$, die senkrecht zum Strahl polarisiert beobachtet wird. Die parallel zum Strahl schwingende Komponente K_2 gelangt mit voller Intensität zur Beobachtung.

Der vollständige Zeemaneffekt der Linie 7032 Å.-E. hat die in der Fig. 5 gezeichneten neun Komponenten mit der Aufspaltung 0, $\pm 1/2$ parallel und ± 1, $\pm 3/2$, ± 2 zirkular (in Lorentz-Einheiten). Über den Linien stehen die nach der Hönlschen Intensitätsregel berechneten relativen Intensitäten. Hiervon treten nur die ausgezogenen Linien auf, und zwar die Komponente 0 (Übergang $m_a = 0 \rightarrow m_e = 0$) als Schwingung parallel zu $\mathfrak{H}_z$. Die Komponenten $\pm 1/2$ können nicht auftreten, da der Zustand $m_a = \pm 1$ nach unserer Grundannahme nicht vorhanden ist. Ferner treten auf die Komponenten $\pm 3/2$ zirkular zu $\mathfrak{H}_z$ schwingend als Übergang von $m_a = 0 \rightarrow m_e = \pm 1$; die Komponenten ± 1 und ± 2

treten nicht auf, weil $m_a = \pm 1$ nicht vorhanden ist. Man zerlege nun die auftretenden Zeemanschwingungen in ihre Komponenten K_1 parallel E und K_2 senkrecht E (parallel zum Elektronenstrahl), mittele über alle Lagen der Komponenten K_1 und $\mathfrak{S}_{||}$ in E, so erhält man unter Berücksichtigung der Gesamtintensität folgende Werte (Tabelle 4):

Tabelle 4.

$\Delta m =$	0	+1	−1	
Intensität der Zeemankomponente . .	4	3	3	Nach Hönl.
" " Komponente $\mathfrak{S}_{||}$ und K_1 (in E)	4	$^3/_2$	$^3/_2$	
$\perp$ zum Elektronenstrahl beobachtete Komponente $J_\perp$ durch Mittelung über alle Lagen in E	2	$^3/_4$	$^3/_4$	$\sum J_\perp = {}^7/_2$
$\|\|$ zum Elektronenstrahl beobachtete Komponente $K_2 \equiv J_{||}$	0	$^3/_2$	$^3/_2$	$\sum J_{||} = {}^6/_2$ $\Big\}$ $\frac{J_{||}}{J_\perp} = {}^6/_7$.

Das Intensitätsverhältnis der parallel zum Elektronenstrahl zu der senkrecht zum Elektronenstrahl schwingenden Komponenten ist also $\frac{J_{||}}{J_\perp} = {}^6/_7$ oder der Polarisationsgrad $\Pi = 8\,\%$, senkrecht zum Strahl polarisiert.

Die in diesem Beispiel angewandte Berechnungsvorschrift für den Polarisationsgrad läßt sich ohne weiteres auf alle untersuchten Neonlinien ausdehnen und gibt, wie Tabelle 3, Spalte 6 und 7 zeigt, die Beobachtungen durchgängig qualitativ richtig wieder. Dabei ist die Annahme notwendig, daß für $j_a = 1$, $m_a = 0$ gesetzt wird, das bedeutet Einstellung von j_a senkrecht zum zirkularen Felde $\mathfrak{H}_z$; für $j_a = 2$ aber ist $m_a = 2$ anzunehmen, d. h. j_a parallel $\mathfrak{H}_z$*. Diese Werte für m_a sind in Spalte 1 angegeben. Eine Begründung für diese Annahme läßt sich vorläufig nicht geben. Daß die beobachteten Polarisationswerte durchweg kleiner sind als die berechneten, kann dadurch erklärt werden, daß das Elektron nach dem Stoße nicht mehr streng parallel zum Elektronenstrahl weiterfliegt.

Die vom Verfasser bei Neon beobachteten Werte des Polarisationsgrades werden durch weitere Untersuchungen wahrscheinlich keine wesent-

* Die Annahme $m_a = 1$, 2 bzw. $m_a = 1$, 2*, 3 liefert einen Polarisationsgrad π, der kleiner als der beobachtete ist.

liche Änderung erfahren*. Zur direkten Prüfung der vorgeschlagenen Hypothese sind andere experimentelle Untersuchungen vorgenommen.

Von Helium wurden nur die Messungsergebnisse mitgeteilt. Eine Erklärung steht noch aus. Die Sicherheit der Beobachtungen dürfte hinter den Neonbeobachtungen zurückstehen, weil nur wenige Messungen vorliegen.

Ich möchte diese Arbeit nicht abschließen, ohne meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. W. Gerlach für die Anregung zu dieser Arbeit und wertvolle Ratschläge bei der Ausführung derselben herzlichst zu danken.

Tübingen, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1928.

* Nach Abschluß der Arbeit ist eine vorläufige Mitteilung von B. Quarder erschienen, die zum Teil obige Arbeit berührt. Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. (3) **9**, 45, 1928.

Lebenslauf

Geboren wurde ich, Karl Steiner, der Verfasser der vorliegenden Arbeit, am 3. Juni 1903 zu Stuttgart als Sohn des damaligen Hausinspektors Karl Steiner. Während meiner ganzen Schulzeit besuchte ich das humanistische Gymnasium zu Ulm, das ich im Frühjahr 1921 mit dem Zeugnis der Reife verließ. Darauf widmete ich mich in Stuttgart dem Studium der Mathematik und Physik. Nach vier Semestern siedelte ich für ein Semester an die Universität Berlin über und ging dann an die Universität Tübingen, wo ich mich besonders dem Studium der Experimentalphysik widmete. Im Frühjahr 1926 bestand ich die erste realistische Dienstprüfung für das Höhere Lehramt in Württemberg. Seit Januar 1926 bin ich als Assistent am Physikalischen Institut der Universität Tübingen tätig.